

Sintonización de un diodo láser VCSEL con las curvas de absorción de una muestra gaseosa de ^{85}Rb con ^{87}Rb .

RODRIGUEZ VILANOVA, MARTÍN & SANTA CRUZ MORENO, GONZALO

Laboratorio 5, Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires

Octubre 2017

Resumen

Se sintonizó un diodo láser VCSEL con la curva de absorción correspondiente a la línea D_1 de una muestra de Rubidio, pudiendo determinar las transiciones observadas y detectar la presencia en distintas proporciones de sus isótopos ^{85}Rb y ^{87}Rb . Además se varió la temperatura de la muestra, observando así el ensanchamiento Doppler producido. Finalmente se obtuvo la señal DAVS, donde se pudo corroborar nuevamente la composición y se observó su variación al variar el campo magnético.

1. Introducción

Un diodo láser es una fuente de luz de alta coherencia cuya frecuencia puede ser sintonizable variando la corriente de alimentación del mismo y controlando su temperatura. Con estos dispositivos es posible observar procesos atómicos y moleculares con una resolución y precisión no alcanzadas antes de su invención en 1960. Por eso, la espectroscopía láser se convirtió en un campo de investigación muy importantes en nuestros días y surgieron varias ramas de técnicas experimentales.

En nuestro trabajo se sintonizará un diodo Láser de Cavidad Vertical y Emisión Superficial (VCSEL) con la curva de absorción de una muestra gaseosa de Rb, cuya composición isotópica no conocemos. La misma consiste en irradiar la muestra gaseosa con el haz láser realizando un barrido en frecuencias y observar las variaciones de la transmitancia de la misma. Como conocemos que la muestra está compuesta por distintos isótopos del Rb y no poseemos un analizador de espectros preciso para estudiar el espectro del diodo láser, nuestro objetivo es caracterizar el láser a partir de las observaciones de la transmitancia del Rb y determinar las bandas de absorción asociadas a estados electrónicos. A partir de esto podremos determinar las proporciones de los isótopos que componen la muestra, o si está compuesta de forma pura con alguno de ellos.

Los VCSELs son un tipo de diodo láser semiconductor con un medio de laseo vertical, a diferencia de otros diodos láseres cuyo laseo es horizontal. La cavidad tiene un espesor de unos pocos micrómetros y posee dos espejos de Bragg semiconductores con reflectividades mayores al 99 % que encierran una región activa con uno o más pozos cuánticos. Los VCSELs permiten obtener un haz en un único modo longitudinal con poca potencia eléctrica en su región activa sin la necesidad de un selector externo de modos. Por ello

los VCSELs han pasado a tomar un importante papel en ciertos campos como las telecomunicaciones, espectroscopía no lineal, relojes atómicos, entre otros.

En la próxima subsección 1.1 se muestran la teoría cuántica para los estados de la estructura fina e hiperfina del Rb. Luego, en la sección 1.2 se explica la espectroscopía de absorción y la teoría detrás de las curvas de absorción. En la última subsección 1.3, se introduce la señal DAVS y se explica la forma en la que se obtendrá.

En la sección 2 se presentan los experimentos con sus configuraciones y los dispositivos utilizados.

Finalmente en las secciones 3 y 4 se presentan los resultados y las conclusiones obtenidas.

1.1. Rubidio

El Rubidio es un elemento alcalino, es decir posee un solo electrón de valencia asemejándose su esquema de energías al del hidrógeno. A diferencia con el hidrógeno, la energía necesaria para excitar el átomo al primer estado excitado es la correspondiente al infrarrojo, permitiéndonos usar un láser relativamente barato y fácil de conseguir. En particular, observaremos transiciones correspondientes a la estructura fina y estructura hiperfina del Rb.

En la notación de Russell-Saunders se identifica al estado electrónico como $n^{2S+1}L_J$, siendo n el número cuántico principal, S el número cuántico de Spin, L el momento angular orbital y J los valores posibles del momento angular total, dados por la ecuación $|L - S| \leq J \leq L + S$. $2S+1$ es la multiplicidad de spin, es decir el número máximo de estados distintos para un dado J . Aquí aparece la estructura fina que es la correspondiente a los distintos estados para un dado J . En el caso del Rb que estudiaremos en este trabajo, el estado fundamental se denota por $5^2S_{1/2}$ y los primeros estados excitados por $5^2P_{1/2}$ (llamada línea D_1) y $5^2P_{3/2}$ (llamada

línea D_2), desdoblándose en dos la transición del estado de $L=0$ (S) a $L=1$ (P).

Por otro lado, la estructura hiperfina aparece al considerar la interacción entre el momento angular orbital de los electrones y los momentos nucleares de spin no nulos. Esta interacción da lugar a otros desdoblamientos de órdenes de magnitud menores que los de la estructura fina. Para el isótopo ^{87}Rb el momento nuclear de spin es de $I = 3/2$, mientras que para el isótopo ^{85}Rb es de $I = 5/2$. Designamos por F al número cuántico de momento cinético total siendo la suma $F = J + I$ y los valores vienen dados por la teoría de suma de momentos angulares $|J - I| \leq F \leq J + I$. Para el ^{87}Rb el estado de la línea D_1 , F puede valer 1 o 2, mientras que para el de la línea D_2 puede valer 0, 1, 2 o 3. Análogamente, para el ^{85}Rb el estado de la línea D_1 , F puede valer 2 o 3, mientras que para el de la línea D_2 puede valer 1, 2, 3 o 4.

El esquema de niveles de energía de estructura hiperfina de la línea D_1 del ^{87}Rb es el presentado en la figura 1. En la figura 2 se especifican las transiciones permitidas y sus valores de energía.

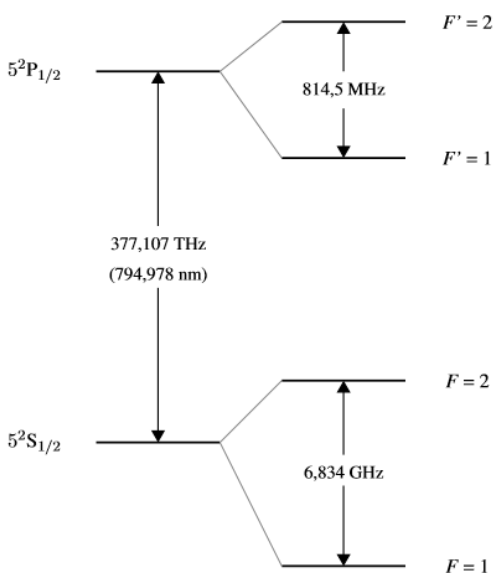


Figura 1: Esquema de transiciones entre el nivel fundamental y el nivel D_1 del isótopo ^{87}Rb .

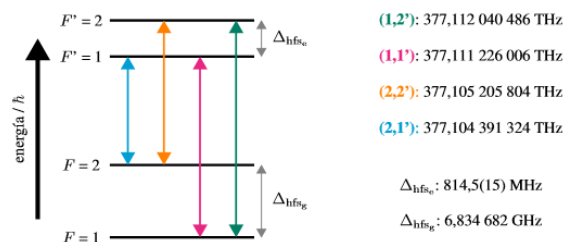


Figura 2: Esquema de transiciones de la estructura hiperfina del nivel D_1 del isótopo ^{87}Rb . Se presentan las transiciones permitidas como también sus valores de energía^[1].

La transición de menor energía corresponde a la de $(F,F')=(2,1')$, luego le sigue la del $(2,2')$, la del $(1,1')$ y la de mayor energía $(1,2')$.

Por otro lado, el esquema de niveles de energía de estructura hiperfina de la línea D_1 del ^{85}Rb es el que se muestra en la figura 3. En la figura 4 se especifican las transiciones permitidas y sus valores de energía.

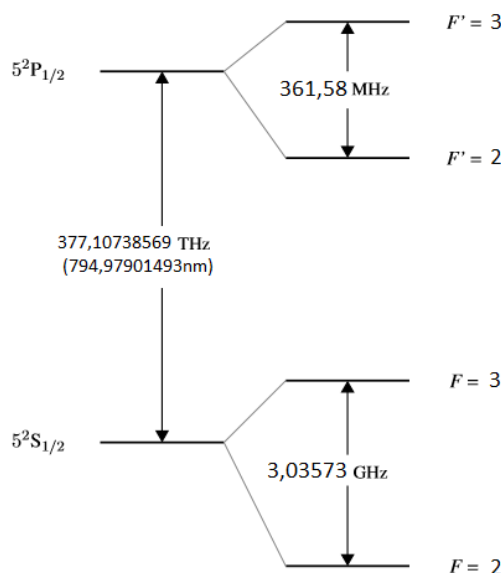


Figura 3: Esquema de transiciones entre el nivel fundamental y el nivel D_1 del isótopo ^{85}Rb .

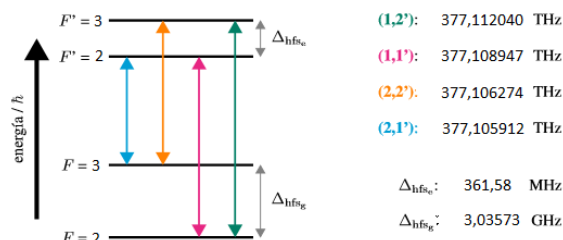


Figura 4: Esquema de transiciones de la estructura hiperfina del nivel D_1 del isótopo ^{85}Rb . Se presentan las transiciones permitidas como también sus valores de energía^[2].

El espectro esperado para una muestra casi pura de ^{87}Rb o ^{85}Rb es de la forma que se presenta en la figura 5. En particular el de esta figura es de ^{87}Rb y la pequeña curva que se marca con la flecha en gris pertenece a impurezas de ^{85}Rb . Esta forma del espectro de absorción se corresponde con los valores de energía de los esquemas de transiciones para ambos isótopos recién expuestos.

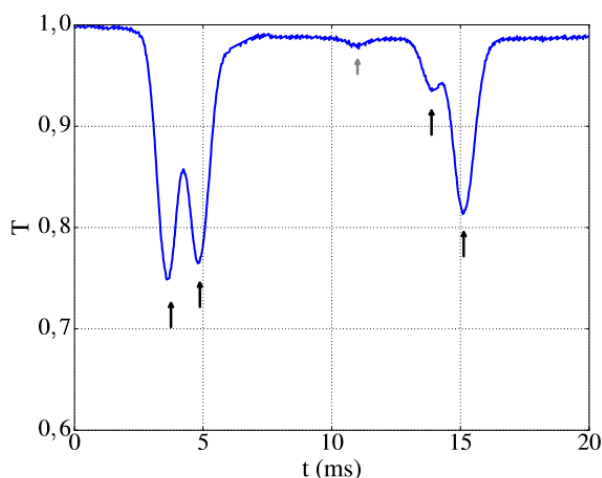


Figura 5: Espectro de absorción para una muestra pura de ^{87}Rb o ^{85}Rb . Ver referencia para el detalle de dicho resultado.^[3]

Además, para terminar con esta sección, si se aplica un campo magnético externo y estático a los átomos aparece la estructura Zeeman. Cada uno de los niveles de energía F posee $2F+1$ estados degenerados en ausencia de campo magnético, y al aplicar un campo magnético externo la componente $F=1$ se subdivide en 3 y la $F=2$ en 5. La separación de los subniveles es proporcional al campo. En la sección 3 se presentan resultados al variar el campo magnético, aunque no se puede visualizar la estructura Zeeman.

1.2. Espectroscopía de absorción

Al irradiar con un láser sobre una muestra gaseosa de algún elemento, como cada átomo en particular absorbe en un conjunto único de frecuencias determinado por la estructura hiperfina de los estados cuánticos, la intensidad de la absorción dependerá de la frecuencia de la luz del láser. Registrando la intensidad del haz láser a la salida de la muestra puede obtenerse la curva de absorción. Las frecuencias de absorción asociadas a un elemento no son monocromáticas. Las líneas poseen un ancho natural dado por:

$$\Delta\omega = \frac{1}{\tau} \quad (1)$$

siendo τ la constante temporal de decaimiento del estado excitado al fundamental. Este ancho natural se ve ensanchado por dos razones principalmente: el ensanchamiento por colisiones y el ensanchamiento Doppler. El ensanchamiento por colisiones aparece debido a las colisiones de los átomos con partículas vecinos y con las paredes de la celda. Esto puede acortar la vida útil efectiva del estado excitado. Haciendo uso de la teoría cinética de los gases podemos calcular el τ_{Col} como:

$$\tau_{\text{Col}} = \frac{1}{\sigma_s P} \left(\frac{\pi m k_B T}{8} \right)^{1/2} \quad (2)$$

donde T es la temperatura, k_B la constante de Boltzman, m la masa atómica, σ_s es la sección transversal de las colisiones y P la presión. Si el τ_{Col} es menor que el τ entonces se puede reemplazar en la ecuación (1).

Por otro lado, el ensanchamiento Doppler tiene su origen por el movimiento de los átomos en el gas. El movimiento azaroso de los átomos da lugar a cambios en las frecuencias de absorción de los átomos que se mueven en la misma dirección en el que se propaga el láser debido al efecto Doppler relativista. Este ensanchamiento de la línea de absorción puede ser calculado^[4] como:

$$\Delta\omega = 2\omega_0 \left(\frac{2 \ln 2}{mc^2} k_B T \right)^{1/2} \quad (3)$$

con ω_0 la frecuencia correspondiente a la transición.

1.3. Señal DAVS y efecto Zeeman

Se utiliza el efecto Zeeman para crear una señal de referencia a frecuencia estable que puede ser usada para lockear un láser en esa frecuencia. Ésto se logra haciendo pasar luz linealmente polarizada a través de la celda de Rb (o cualquier otro elemento) que se encuentra inmersa en un campo magnético longitudinal débil. El haz linealmente polarizado puede ser descompuesto en dos haces circulares de igual amplitud, uno hacia la derecha y el otro hacia la izquierda. En

ausencia de campo magnético, los estados son degenerados, ambas polarizaciones circulares son absorbidas igualmente y la diferencia en las señales es cero para todas las frecuencias. Cuando se aplica un campo magnético, la curva de absorción correspondiente a cada polarización circular se desplaza a frecuencias más altas y más bajas. Lo ideal es elegir la intensidad del campo magnético de manera que el desplazamiento sea igual al ancho Doppler. Si restamos estas dos señales desplazadas obtenemos lo que se llama señal DAVS, la cual tiene forma de dispersión y un cero en el centro de la línea.

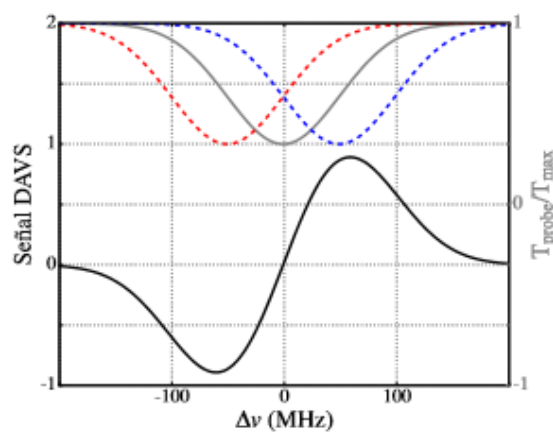


Figura 6: Ejemplo de una señal DAVS. Las curvas de arriba se encuentran en la escala de la derecha. La curva de arriba al centro es el espectro de absorción con ensanchamiento Doppler para campo magnético nulo. Las dos que se encuentran a sus costados son las componentes circular derecha e izquierda desplazadas a frecuencias mayores y menores. La diferencia de éstas dos señales es la señal DAVS que se encuentra abajo y está en la escala de la izquierda.

2. Descripción del experimento

A lo largo de todo el experimento se montan tres disposiciones experimentales que se presentan y se detallan en las siguientes subsecciones. Para todos los experimentos se utiliza una fuente Thorlabs ITC 4001 para alimentar con corriente al diodo láser y para controlar y estabilizar la temperatura del mismo. Se eligió un valor máximo de corriente de 2mA debido a que algunos diodos láser se rompen al recibir corrientes mayores que ésta. Mediante el seteo de los parámetros PID de la fuente, cuyos valores fijamos en $P = 10$, $D = 50$, $I = 0,5$ y $O = 20$, se logra estabilizar la temperatura del láser con precisión del orden de $0,001^\circ\text{C}$. El espectro de longitudes de onda en el que emite el láser depende de la corriente y de la temperatura del mismo, por lo tanto se deberá fijar uno de los

dos parámetros y variar el otro para poder observar las transiciones atómicas del Rb. La fuente Thorlabs posee, entre otras herramientas, una modulación en corriente que utilizaremos, una vez elegida la temperatura, para variar las longitudes de onda del espectro y así ver las absorciones atómicas. El diodo láser utilizado es el elemento a caracterizar y por lo tanto desconocido y posee una lente con la cual se puede modificar el foco del haz.

Por otro lado, para obtener los datos de los fotodetectores, se utiliza un osciloscopio Tektronix TDS 1002B. Se conecta mediante un cable USB a la computadora para recopilar los datos con el software OpenChoice de Tektronix.

2.1. Respuesta del voltaje en función de la corriente para el diodo láser y el fotodetector

En primer lugar caracterizamos la respuesta en voltaje del diodo láser y del fotodetector que se utiliza en la observación de las transiciones atómicas en función de la corriente de alimentación del láser enviada por la fuente Thorlabs. La disposición experimental se muestra en la figura 7. El diodo láser emite directo sobre el fotodetector y están alineados entre sí.

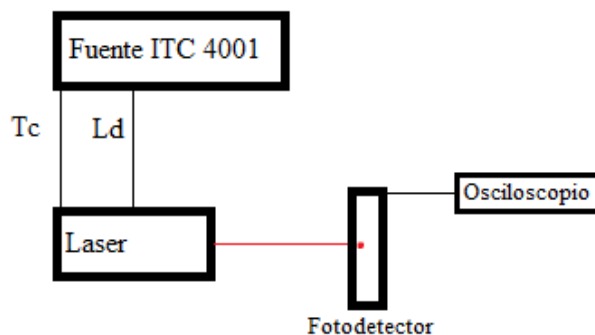


Figura 7: Configuración experimental utilizada para la caracterización del diodo láser y del fotodiodo. El diodo láser irradia directamente sobre el fotodetector con el fin de ver las respuestas en voltaje en función de la corriente.

Para dicha caracterización, se realiza un barrido en corriente manual desde 0mA hasta 2mA con un paso de $0,1\text{mA}$. Los resultados se muestran en las figuras 8 y 9.

Como vemos en la figura 8 y mencionamos anteriormente, el diodo láser empieza a emitir, y por lo tanto el fotodiodo a detectar, alrededor de los $0,7\text{mA}$. Para corrientes mayores que ésta la respuesta del fotodiodo es lineal.

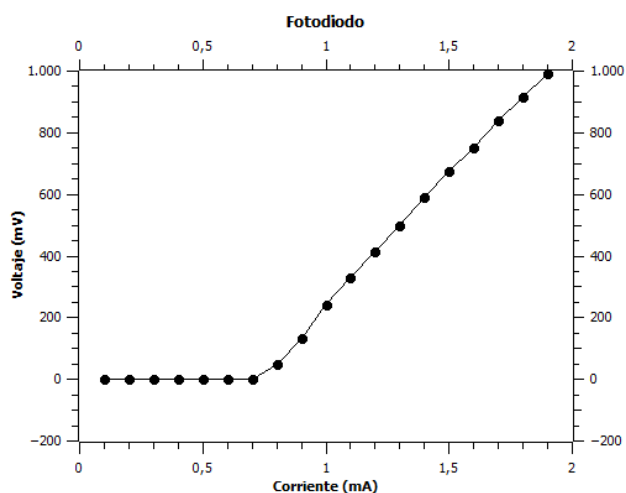


Figura 8: Voltaje detectado por el fotodiodo en función de la corriente de alimentación del diodo láser. La corriente umbral a partir de la cual empieza a emitir el diodo láser es $0,7\text{mA}$.

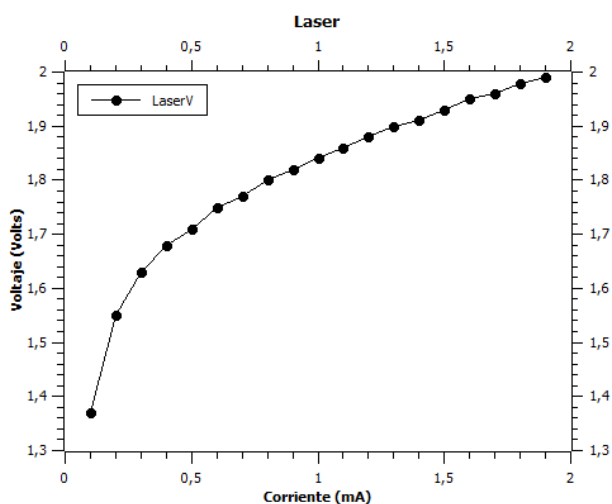


Figura 9: Voltaje del diodo láser en función de su corriente de alimentación.

Luego, utilizando la configuración experimental de la figura 11, para la cuál se añade una celda de Rb en estado gaseoso entre el diodo láser y el fotodetector, se eligió un valor de corriente de $1,3\text{mA}$ que se encuentra entre el valor umbral de $0,7\text{mA}$ en el que empieza a emitir el láser y el máximo de 2mA y para este valor se realizaron varios barridos de temperatura. En la figura 10 se muestra un barrido entre 22.000°C y 22.200°C para el cuál aparecen las transiciones atómicas. A partir de esta observación, decidimos estabilizar la temperatura del láser en 22.100°C para luego variar la corriente de alimentación del láser y así encontrarnos dentro

de los valores de longitud de onda correspondientes a las transiciones atómicas.

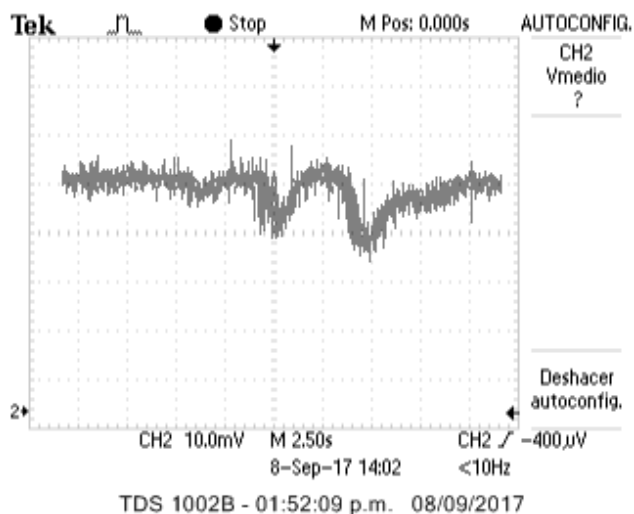


Figura 10: Curva de absorción observada al realizar un barrido de temperatura desde 22.000°C y 22.200°C .

2.2. Observación de las transiciones atómicas de la línea D_1 del R_b

En esta parte del experimento se utilizó la configuración experimental mostrada en la figura 11. Con la temperatura del láser estabilizada en 22.100°C se prosiguió a enviar una modulación triangular interna de la fuente de frecuencia 20Hz y $\%0,10$ de depth.

En la sección 3.1 se presentan los resultados correspondientes.

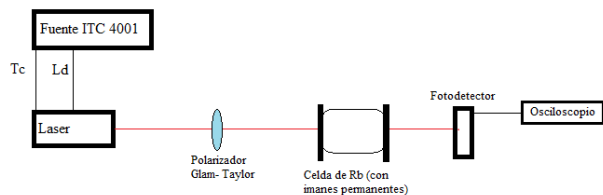


Figura 11: Configuración experimental utilizada para ver la curva de absorción del Rb. Se colocó una muestra gaseosa entre el diodo láser y el fotodiodo.

2.3. Señal DAVS

En esta parte del experimento nos proponemos observar la señal DAVS y el Efecto Zeeman producido por un campo magnético que está actuando sobre la celda de Rb. Para

ésto se montó la configuración experimental de la figura 12. Se ubicó un polarizador lineal de Glam-Taylor entre el láser diodo y la celda de Rb y a la salida de ésta se colocó una lámina de cuarto de onda y un prisma de Wallaston. El prisma separa los dos haces circulares y cada uno de éstos se refleja en dos espejos y luego son detectados por separado. El fotodetector también posee la opción de ver la resta de las señales de ambos láseres, correspondiente a la señal DAVS en este experimento. La lámina de cuarto de onda se puede rotar para balancear las intensidades de los haces de salida y se fijó de manera de que las mismas sean prácticamente iguales. Por otro lado, el prisma de Wallaston permite girar los haces en torno a un punto central y separarlos o juntarlos con respecto a éste, lo cual sirvió para direccionar los haces hacia los fotodetectores.

Los resultados de éste experimento se muestran en la sección 3.2.

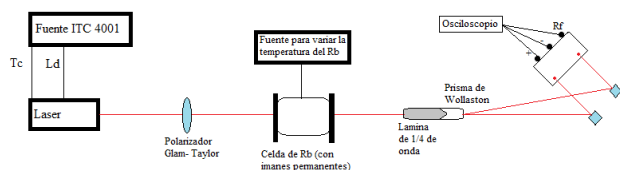


Figura 12: Configuración experimental utilizada para observar la señal DAVS. Se retiró el fotodetector utilizado anteriormente y se utilizó uno que provee la señal resta entre los dos haces detectados.

Finalmente se varió la temperatura de la celda de Rb con el fin de observar cómo esto afectaba a las curvas de absorciones. Para ello se utilizó una fuente de control y medición de temperatura. Ver sección 3.3 para los resultados.

3. Resultados y discusión

3.1. Observación de las transiciones atómicas de la línea D_1 del Rb

En la figura 13 se observa la señal triangular medida por el fotodetector. Los picos presentes en las pendientes de la señal triangular corresponden a las absorciones atómicas del Rb.

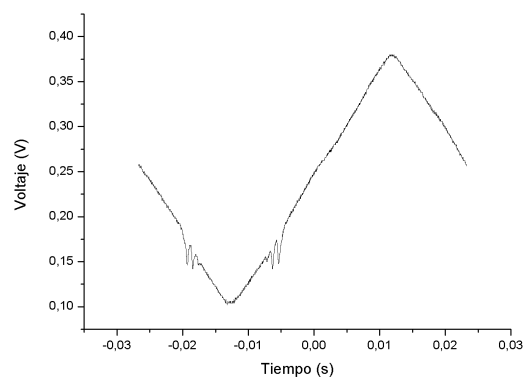


Figura 13: Rampa triangular correspondiente al barrido en corriente, el mismo se realizó a una temperatura de $22,100^{\circ}\text{C}$. Pueden observarse las absorciones de la muestra.

Podemos ver con mejor detalle la absorción en la figura 14. Este espectro no se corresponde con el de la estructura hiperfina del isótopo 87 del Rb, que se muestra en la figura 5 de la introducción ni con el del isótopo 85 puro, que posee la misma forma.

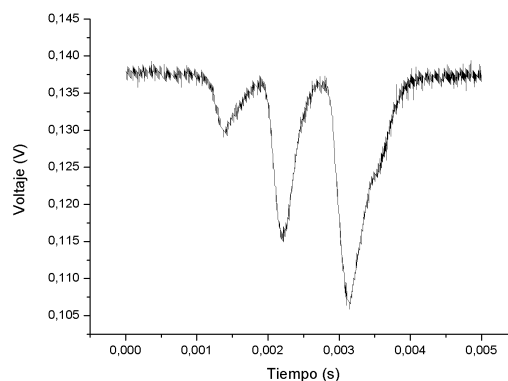


Figura 14: Absorción de la muestra conseguida con la rampa de corriente.

Luego de observar con mayor detalle las transiciones correspondientes a la línea D_1 del rubidio para ambos isótopos, surgió la hipótesis de que nuestra muestra esté conformada por una mezcla de ambos. Esquemáticamente ideamos la figura 15 para iniciar nuestro análisis. Suponemos entonces una mayor concentración del isótopo 85 pero acompañada de una cantidad no despreciable del 87. Las curvas medidas por el fotodetector corresponderían cada una a superposiciones de dos transiciones de la estructura hiperfina.

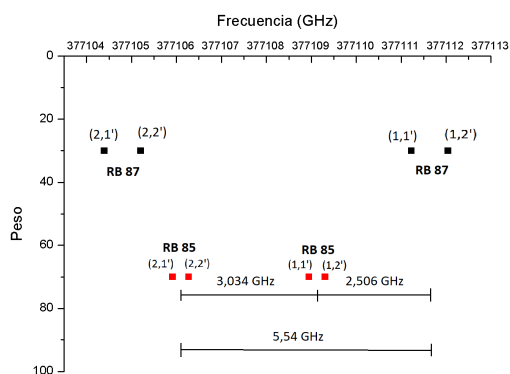


Figura 15: Distribución .^{al azar} donde superponemos las transiciones de la línea D_1 para ambos isótopos. En rojo las del 85 y en negro las del 87. Se muestran las diferencias de frecuencias entre los supuestos picos que serían superposición de los estados marcados con puntos. OBS: Las transiciones están ordenadas de menor a mayor energía, mientras que nuestras mediciones de manera opuesta.

Luego, para someter nuestra hipótesis a un mayor nivel de rigurosidad, comparamos las distancias en frecuencia entre los picos de nuestra hipótesis y los medidos experimentalmente. Para ello calculamos el ensanchamiento Doppler para cualquier estado mediante la ecuación (3), obteniendo un valor de $\Delta w = 495 \text{ MHz}$. El ancho Doppler depende tanto de la masa molar de la muestra como también de la frecuencia de la transición para la cual queremos calcularlo. Sin embargo, para ambas masas molares de los isótopos y para las 8 transiciones correspondientes a las líneas D_1 de ellos, el valor del ancho de banda sigue estando dentro de 495 MHz con $0,1 \text{ MHz}$ de diferencia. Según nuestra hipótesis, el ancho Doppler de la curva central corresponde a dos transiciones superpuestas de la estructura hiperfina. Por lo tanto le sumamos la diferencia en frecuencia entre las transiciones $(1,1')$ y $(1,2')$, obteniendo $\Delta w = 856 \text{ MHz}$. El ancho calculado se lo asignamos a la curva central, que era la más definida, y así construimos una escala en frecuencias y determinamos las distancias entre las curvas de absorción medidas. Ver figura 16. Es importante aclarar que a la temperatura de la muestra que estamos trabajando de $22,100^\circ\text{C}$, el ancho Doppler es mucho mayor que el ancho natural de línea y que el ancho por colisiones para presiones pequeñas, por lo tanto se puede usar el ancho Doppler como ancho de la campana.

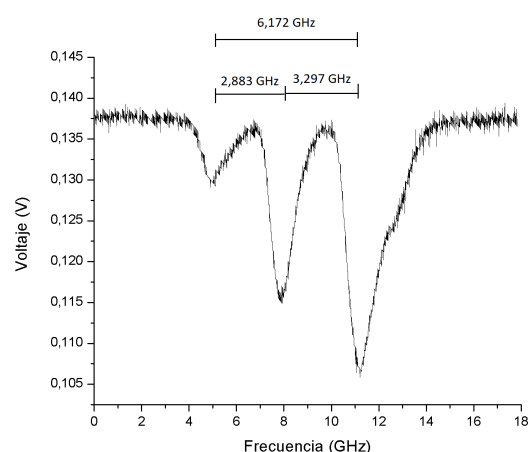


Figura 16: Curva de absorción en escala de frecuencias construida a partir del cálculo del ancho Doppler por superposición de los dos estados de la estructura hiperfina. Las diferencias en frecuencias en ésta figura se corresponden con nuestra hipótesis.

Comparando los gráficos de las figuras 15 y 16 vemos que las diferencias en frecuencia entre los distintos picos se corresponden entre ellos. Por lo tanto nuestra hipótesis de que la muestra está compuesta por una gran proporción de Rb 85 y una menor de Rb 87 se sostiene.

3.2. Dependencia de la curva de absorción del Rb con la temperatura de la celda

Luego repetimos el experimento con la muestra de rubidio a diferentes temperaturas. Los resultados obtenidos pueden verse en las figuras 17 y 18 correspondientes a 40°C y 55°C respectivamente.

Se puede calcular a partir de la ecuación (3) que el ancho Doppler aumenta en 5 MHz cuando la temperatura aumenta 15°C . En las figuras se puede ver que existe un ensanchamiento pequeño que puede asociarse a éste cálculo.

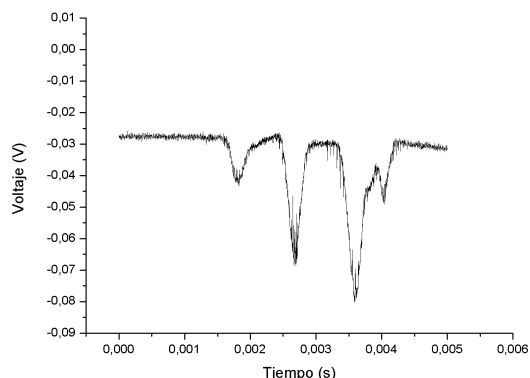


Figura 17: Absorción correspondiente a una temperatura de 40 °C para la muestra.

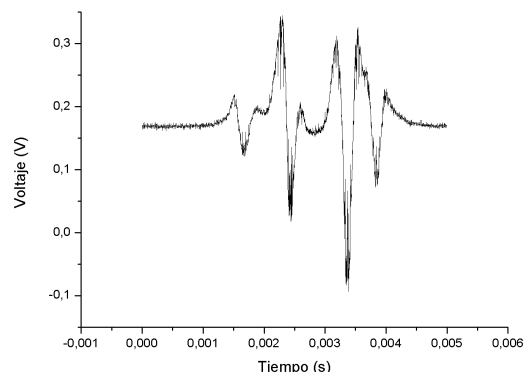


Figura 19: Señal DAVS obtenida.

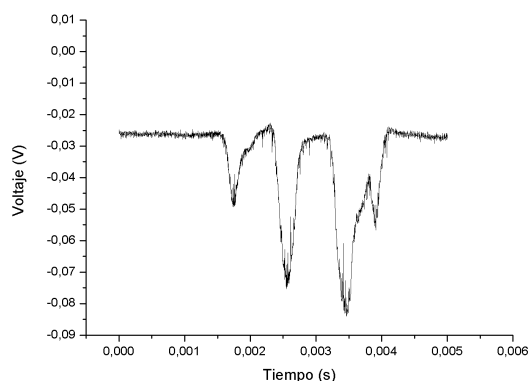


Figura 18: Absorción correspondiente a una temperatura de 55 °C para la muestra.

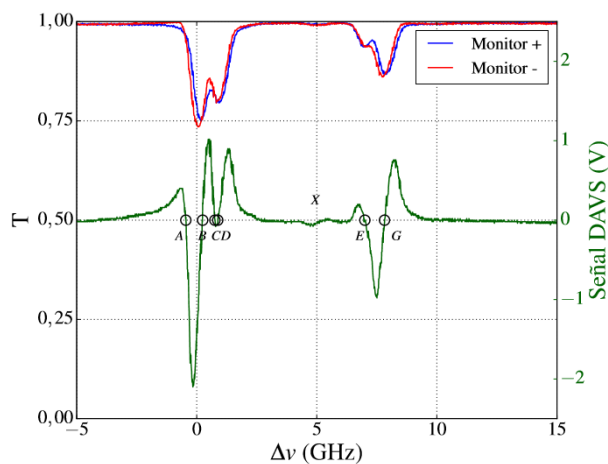


Figura 20: Señal DAVS correspondiente a una muestra de rubidio 87. En la imagen se ha marcado con una x la impureza del isótopo 85.

3.3. Señal Davs y Efecto Zeeman

Finalmente obtuvimos la señal DAVS que puede apreciarse en la figura 19. Al compararla con la figura 20 que corresponde a la señal DAVS^[3] de una muestra de Rb⁸⁷, con muy poca cantidad de Rb⁸⁵ podemos ver un resultado esperado. En dicho gráfico se indica con una cruz una protuberancia debida a una impureza de la muestra. La misma indica la presencia de una pequeña proporción del isótopo 85 del rubidio. En nuestro caso la proporción presente entre ambos isótopos es más considerable y de ahí la correspondencia con la señal en superposición.

En la figura 21 se observa el efecto de agregar un campo magnético externo a la celda. Se superponen las señales DAVS original (negro) y la DAVS con campo magnético (rojo). Puede observarse como esto modifica la señal, que en nuestro caso se ve reducida en amplitud. Esto se debe a que el campo externo con que nosotros perturbamos la muestra es de sentido opuesto al original de la celda.

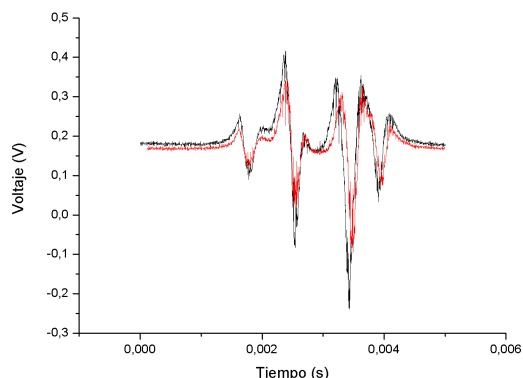


Figura 21: Señal DAVS cuando la muestra se encuentra bajo el efecto de un campo magnético extra. Se superponen ambas señales, en rojo la señal con el campo magnético.

4. Conclusiones

Sintonizando el laser se pudo determinar la composición de la muestra, pudiendo observar las proporciones de los

isótopos de rubidio presentes. Además fue posible observar el ensanchamiento Doppler producido al aumentar la temperatura de la celda. Finalmente, comparando nuestra señal DAVS con otra de mayor pureza, se pudo verificar la correspondencia con nuestra hipótesis acerca de la superposición de absorciones producida por la presencia de niveles considerables de ambos isótopos.

5. Referencias

- [1] D. A. Steck, "Rubidium 87 D Line Data." Available online at <http://steck.us/alkalidata>, Dec 2010.
- [2] D. A. Steck, "Rubidium 85 D Line Data." Available online at <http://steck.us/alkalidata>, Dec 2010.
- [3] N. S. Fernandez, "Láseres de cavidad vertical y emisión superficial en espectroscopía atómica de alta resolución en la línea D1 del ^{87}Rb " Tesis de Licenciatura en Ciencias Físicas, Universidad de Buenos Aires, Marzo 2017.
- [4] Fox Mark, "Quantum Optics. Oxford master series in Physics, (Oxford, 2006), Cap 3.2 y 4.4.